

ОТ «НЕПОДВИЖНОСТИ» ДО СВЕРХСКОРОСТЕЙ

В лекции затрагивается история кинематических моделей Галактики, постепенно усложняющийся теоретический анализ которых, а также все увеличивающиеся объемы наблюдательных данных привели к выявлению звезд с аномально быстрым пространственным движением. Исторически первое их определение, сложившееся с начала XIX в. как «летающие» звезды, сегодня трансформировано в обстоятельную классификационную схему, позволяющую установить причину кинематической аномальности. Еще в конце XX в. пределом аномальности считалось 10-кратное увеличение пекулярной скорости звезд. Сегодня есть основания поднять этот предел еще выше — до релятивистских скоростей порядка $\sim c/2$. В лекции рассматриваются сценарии поддержания нового уровня аномальности и его физическая природа.

The lecture addresses the history of kinematic Galaxy models, the progress of which, as well as increasing observational data, led to the discovery of stars with abnormally rapid spatial movement. Historically their first definition originated in the beginning of XIX century as “flying” stars, today transformed into a detailed classification scheme that allows to identify the nature of the kinematic anomaly. At the end of the XX century the limit of the anomaly was considered as a 10-fold increase of the peculiar velocity of the stars. Today there are reasons to raise this limit even higher — up to relativistic velocities, of the order of $\sim c/2$. The lecture overviews scenarios maintaining the new level of anomaly and its physical nature

Из истории астрономии

... Это почти неподвижности мука
мчаться куда-то со скоростью звука,
зная прекрасно, что есть уже где-то
некто, летящий со скоростью света...

Л. Мартынов

В замечательном труде В. Г. Горбацкого «Лекции по истории астрономии» [1] отмечается, что еще в эпоху позднего неолита (6—5 тыс. лет до н. э.) практически одновременно в нескольких государствах на территориях Юго-Западной Азии, Северной Африки, Индии и Китая возникла потребность в долговременных наблюдениях за небесными светилами. Сегодня мы знаем, что эта «первая задача» наблюдательной астрономии была успешно решена, о чем свидетельствуют многочисленные находки в Вавилоне и Шумере каменных календарей с таблицами положений Солнца, Луны и планет, необходимых для сезонного земледелия. Кроме того, наблюдатели бронзового века заметили, что звезды неподвижны.

Этот вывод был разделен античными астрономами (323 г. до н. э.—300 г. н. э.) и постулирован в труде Архимеда (216 г. до н. э.) «Исчисление песчинок». Ссылаясь на Аристарха Самосского (310—230 гг. до н. э.), Архимед развивает идею о неподвижности звезд, находящихся на сфере очень большого радиуса по сравнению с расстоянием от Земли до Солнца. Со временем наблюдения за звездами систематизировались, что привело к созданию каталогов. Наибольшую известность с античной эпохи снискал каталог Гиппарха (185—126 гг. до н. э.). К середине II в. н. э. каталог Гиппарха, содержащий сведения о 850 звездах с их эклиптическими координатами и звездными величинами, был дополнен данными Птолемея о еще 170 звездах с поправками долгот за прецессию, и на протяжении почти полутора тысячи лет он оставался незыблемым стандартом позиционной астрометрии.

В то время как кинематические схемы движения Солнца и Луны, а также теории видимого движения пяти тогда известных планет продолжали развиваться, мир звезд по-прежнему считался неподвижным, что было удобно в навигации для мореплавателей и путешественников. С изобретением арабскими астрономами астролябии и созданием раздела сферической геометрии точность наблюдений заметно улучшилась: птолемеевские данные не раз исправлялись с

учетом прецессии (Аль-Баттани, 858—929 гг.; Ас-Суфи, 908—986 гг.), но это не заронило сомнений в тезисе о неподвижности звезд.

Лишь с началом телескопической эры, связанной с именем Галилео Галилея (1564—1642), за которой последовал бурный технический прогресс в математике, механике, оптике, инженерии, парадигма о неподвижности была «разбита». В 1718 г. Эдмонд Галлей, производя сравнение данных своих наблюдений, выполненных для самых ярких звезд ночного неба Арктура, Сириуса и Проциона, с данными каталога Птолемея, впервые сделал вывод о собственном движении звезд. Спустя полвека Вильям Гершель, вычисляя собственное движение Солнца, нашел положение апекса (точки, куда направлена скорость движения Солнца) вблизи звезды λ Her.

Наблюдения ярких звезд с заметным собственным движением (61 Cyg, α Cen и Vega) помогли разрешить проблему определения годичного параллакса звезд, отражающего обращение Земли вокруг Солнца, которая стояла перед астрономами со времен Коперника. Пока применялись визуальные методы астрометрии, только для самых ярких и самых близких звезд можно было определить координаты и измерить собственные движения. Но с изобретением фотографии (Жак Даггер, Жозеф Ньепс, 1839), которая дала мощный толчок развитию фотографических методов в астрометрии, позволивших сначала получать снимки Луны, затем Солнца, а в 1872 г. впервые сфотографировать спектр звезды Веги (Дрепер, США), определение собственных движений и относительных параллаксов стало массовым. Эти измерения позволили впервые оценить тангенциальную компоненту скорости звезды $v_T = 4.74 \cdot \mu r$ км/с, а с 60-х гг. XIX в. стало возможным определение лучевой компоненты скорости звезды v_r благодаря открытому Доплером эффекту смещения частоты излучаемых движущимся источником волн в зависимости от скорости его движения. С 1888 г. начались систематические измерения скоростей звезд в обсерваториях обоих полушарий, анализ которых позволил развить качественно новые методы изучения строения Галактики.

Вероятно, с этого момента крылатые слова Галилео Галилея «*E pur si muove!*» можно понимать в глобальном контексте, как относящиеся ко всей Галактике в целом.

Классификация звезд с аномальной кинематикой

Анализ данных о собственных движениях звезд и их пространственных скоростях оказался весьма плодотворным для исследования структуры Галактики. Каптейном была выявлена асимметрия движения звезд по направлению их скоростей, получившая название «двух потоков». Уже к середине 20-х гг. XX в. асимметрия хорошо укладывалась в модель дифференциального вращения Галактики, разработанную в 1927 г. Оортом и Линдбладом. Изучение различий звезд по их кинематическим свойствам и особенностям распределения в пространстве привело к открытию Бааде разных населений Галактики, звезды которых отличаются возрастом и химическим составом. К середине XX в. благодаря ряду теоретических работ Чандрасекара, Амбарцумяна и других был создан «кинематический портрет» Галактики с учетом всех ее подсистем, но некоторые звезды «упорно» не встраивались в общую картину движения. Это послужило введению термина *звезды с аномальной кинематикой*, природа которых оказалась много богаче, чем предполагалось сначала, что потребовало отдельной классификации.

Высокоскоростные звезды

В англоязычной версии эта группа *high-velocity stars* включает маломассивные объекты поздних спектральных типов, движущиеся с пространственными скоростями от 60 до 300 км/с. Это в несколько раз превосходит пекулярные скорости звезд диска (~ 20 – 30 км/с). Первые кандидаты в эту группу были обнаружены на рубеже XVIII–XIX вв.: звезда Лакайля 9352, 61 Cyg, Грумбридж 1830, звезда Каптейна, звезда Бернарда и т. д. Идея Линдблада о дифференциальном вращении Галактики, состоящей из различных взаимопроникающих звездных подсистем, обращающихся вокруг общего центра, хорошо подошла для объяснения природы этих «летающих» высокоэксцентричных звезд. Населяющие медленно вращающуюся подсистему гало, эти звезды испытывают ускорение гравитационным полем Галактики во время пересечения ими плоскости галактического диска. На полярных орбитах звезды не испытывают дополнительного ускорения при падении в плоскость диска и дают наблюдательный эффект мнимого быстрого движения в направлении, обратном общему движению звезд быстровращающегося диска.

Убегающие звезды

В 60-е гг. XX в. была выделена вторая группа звезд с аномально высоким пространственным движением (100—300 км/с), названная по предложению Блаау [2] в англоязычной версии *runaway stars*. В отличие от звезд первой группы представители второй участвуют в обратном движении — «убегают» из диска в гало. Как правило, это молодые ранних спектральных типов массивные звезды, природа которых, по-видимому, связана с двумя разными сценариями. В сценарии Поведы [3] рассматривается динамический выброс одной или нескольких звезд, обусловленный столкновительной активностью звезд в молодых рассеянных скоплениях, а также в звездных **O—B** ассоциациях диска. Сценарий Цвики [4] изучает распад тесной двойной системы (ТДС) вследствие взрыва сверхновой типа **SN I b, c**, в результате которого могла родиться *убегающая звезда*. Это жизнеспособный сценарий, дающий в доказательство одну характерную особенность, которая хорошо регистрируется в наблюдениях: головные ударные волны сжатого вещества межзвездной среды, производимые убегающими звездами, получившими импульс при взрыве звезды-компаньона. В настоящее время Пери с коллегами [5] создает фотокаталог убегающих звезд с фронтальными ударными дугами, изучение которых прольет свет на причины и условия образования убегающих звезд.

Быстро убегающие звезды

Если звезды первых двух групп были сначала открыты, а потом теоретически осмыслены, то объекты этой группы были предсказаны Напивацким и Силвой в 2008 г. [6] в рамках статистического анализа реконструированных траекторий выбросов для 96 убегающих звезд (рис. 1). Анализ диаграммы скорости в точке выброса от массы выброшенной звезды позволил выделить из общего распределения группу, состоящую из десяти звезд, получивших рабочее название *hyper-runaway stars*. Скорости этих звезд (300—500 км/с) превосходят галактическую скорость освобождения в точке их наблюдения, в гало, а реконструкция направления выброса указывает на верхние слои диска. Первое наблюдательное подтверждение существованию быстро убегающих звезд — объект HD271791 — сверхгигант спектрального типа В, открытый Хебером в 2008 г. [7].

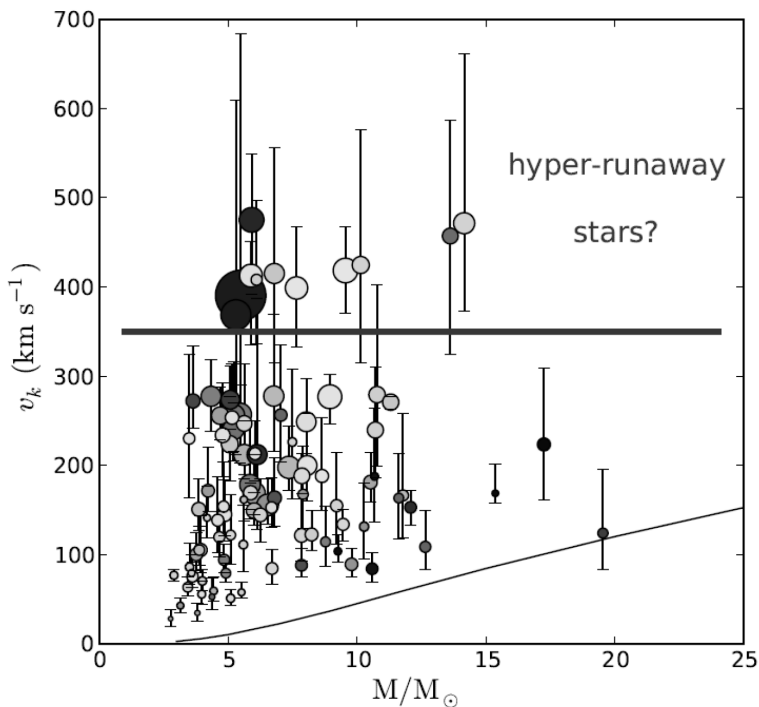


Рис. 1. Диаграмма скорости выброса убегающей из диска звезды как функция ее массы, взята из [6]. Нижняя линия показывает границу минимально возможной скорости звезды при заданной массе, с которой она успеет подняться на 1 кпк над галактической плоскостью за время жизни на Главной последовательности

Сверхскоростные звезды

В 2005 г. Уоррен Браун и его коллеги открыли объект **SDSS J090745.0+024507** спектрального типа **B9** на расстоянии 71 кпк от галактического центра с галактоцентрической скоростью 709 км/с [8], положивший начало новому классу звезд, названных в англоязычной версии *hypervelocity stars*. По определению звезда, чья скорость пространственного движения в несколько раз превосходит скорость убегания из Галактики на данном галактоцентрическом радиусе, называется сверхскоростной звездой (СЗ). Эти объекты были

предсказаны еще в 1988 г. Хиллзом [9], который рассмотрел задачу пролета ТДС в гравитационном поле Сверхмассивной Черной Дыры (СМЧД). Результаты 250 расчетов, учитывающих произвольную ориентацию ТДС ($1 M_{\odot} + 1 M_{\odot}$) по отношению к СМЧД (10^4 – $10^7 M_{\odot}$), показали, что при прохождении вблизи СМЧД на расстоянии 1–10 а. е. существует ненулевая вероятность выброса одного из компонентов ТДС со скоростью до 4000 км/с.

К настоящему моменту открыто более двух десятков СЗ (рис. 2), что позволяет проводить статистические изучения и обобщать их свойства [10], указывающие на то, что СЗ — быстрые ротаторы спектрального типа **В0**—**В8** с массами выше $2.5 M_{\odot}$, эволюционный статус которых соответствует звездам Главной последовательности. Современные компьютерные лаборатории откликнулись потоком численных расчетов, моделирующих всевозможные сценарии рождения СЗ [11–13]. Все они реализованы в подходе классической задачи трех тел, которая позволяет оценить максимальные скорости выбросов в зависимости от перигелийского сближения ТДС с СМЧД и от ее массы [14]. Но этот подход оставляет в стороне вопросы выживаемости звезды при ее выбросе. Поэтому нами была подключена вторая стадия моделирования, в которой звезда описывалась как структурированный объект в рамках задачи N тел [15]. Это позволило нам оценить полную вероятность образования СЗ в Галактике $9.3 \cdot 10^{-7}$ – $2.5 \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$ [16, 17], согласующуюся с оценкой темпа выбросов, оцененного по наблюдательным данным заселенности галактического центра Жиллисеном [18] — $1.5 \cdot 10^{-6} \text{ год}^{-1}$. Совпадение числа открываемых СЗ и наблюдаемых В-звезд в окрестности галактического центра, полагая, что это бывшие компаньоны СЗ в родительских двойных системах, разрушенных полем СМЧД, указывает на то, что сценарий Хиллза оказывается наиболее реалистичным.

Звезды с релятивистскими скоростями

Впервые предположения о возможности выброса *звезд с релятивистскими скоростями*, ЗРС, в классическом сценарии Хиллза были высказаны Тутуковым в обзоре, посвященном природе самых быстрых звезд [19]. Анализ приливного радиуса СМЧД $r_t \sim R \times (M_{SMBH}/M)^{1/3}$ и ее радиуса Шварцшильда $r_{sch} = 2GM_{SMBH}/c^2$ показывает, что привлечение более массивных СМЧД в сценарии Хиллза не гарантирует производства больших ускорений при выбросе звезды. Это потребовало модификации сценария Хиллза, в

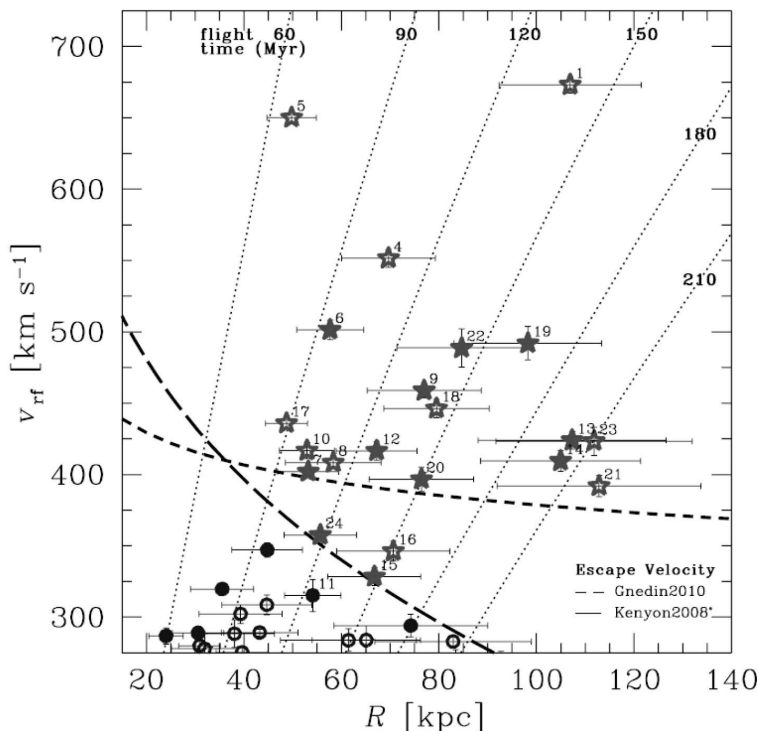


Рис. 2. Диаграмма галактоцентрической скорости выброса звезды в зависимости от галактоцентрического расстояния, взята из [10]. Звездочками отмечены не связанные с Галактикой объекты, кружками — связанные. Скорости выброса оценены в трехкомпонентной модели Галактики: балдж—диск—гало

котором один из компонентов ДС заменяется на СМЧД с меньшей массой, например, $10^5 M_{\odot}$. Впервые такое моделирование в рамках задачи трех тел было проведено Гилошоном и Лоебом (2015) [20].

Анализ 114688 независимых экспериментов показал, что менее чем в 1 % случаев реализуется выброс звезды со скоростью порядка $1/3 \cdot c$ с учетом того, что подлет ДС происходил на расстоянии от главной СМЧД $\sim 10 r_{sch}$. Такие орбиты обладают кинетическим ресурсом для выброса ЗРС и были проверены в методике N-тел [21], представляющей своего рода «лупу», позволяющую разглядеть раз-

рушительные последствия выброса ЗРС при близких прохождении ее родительской ДС к СМЧД (рис. 3). Критерий выброса звезды — положительный прирост полной удельной энергии $\Delta\epsilon > 0$ звезды за орбитальный виток: $v_{eject} = \sqrt{2 \cdot \Delta\epsilon}$.

Условие выброса СЗ из галактического центра, населенного СМЧД с массой $4.5 \cdot 10^6 M_\odot$, согласно оценкам Ву и др. [22], $v_{eject} > 750$ км/с. Условие выброса ЗРС не является строгим: $v_{eject} > 0.27 \cdot c$. В [21] описаны конфигурации ДС, являющиеся кандидатами на выброс ЗРС, исследована динамика структурных изменений звезды после прохождения перицентра, оценено влияние орбитальной фазы ДС в перицентре по аналогии с солнечно-лунными приливами, а также обсуждается предел $c/2$ как максимально возможной скорости выброса.

Максимально возможная скорость выброса звезды в модифицированном сценарии Хиллза

Интересно оценить максимально возможную скорость выброса звезды в модифицированном сценарии Хиллза, то есть при участии двух СМЧД. По аналогии с классическим сценарием Хиллза максимально возможная скорость выброса реализуется за счет максимально возможного импульса, переданного звезде ее родительской СМЧД на расстоянии приливного радиуса $r_{t,3} = R_3 \cdot (M_2/M_3)^{1/3}$ во время прохождения перицентра центральной СМЧД. После чего каждый компонент ДС в системе их центра масс меняет свое направление на противоположное: $\vec{v}_2 \rightarrow \vec{v}_2 - 2\vec{v}_2 = -\vec{v}_2$ и $\vec{v}_3 \rightarrow \vec{v}_3 - 2\vec{v}_3 = -\vec{v}_3$. Здесь R_3 , M_3 , v_3 — радиус, масса и орбитальная скорость звезды; M_2 , v_2 — масса и скорость родительской СМЧД.

Законы сохранения энергии и импульса для звезды и родительской СМЧД

$$\frac{M_2 v_2^2}{2} + \frac{M_3 v_3^2}{2} - \frac{G M_2 M_3}{r_{t,3}} = 0, \quad M_2 \vec{v}_2 + M_3 \vec{v}_3 = 0 \quad (1)$$

позволяют найти $|v_3| = M_2 \sqrt{2G(r_{t,3})^{-1}(M_2 + M_3)^{-1}}$.

Таким образом, максимальный переданный импульс звезде от родительской СМЧД составит $M_3 \cdot (2v_3)$.

Это значит, что максимальная скорость выброса звезды в области перицентра центральной СМЧД не может превышать величины $v_p + 2v_3$. Оценим скорость выброса из прироста энергии $E_{eject} = M_3/2 \times (v_p + 2v_3)^2 - M_3/2 \times v_p^2$ с учетом того, что $v_p \gg v_3$:

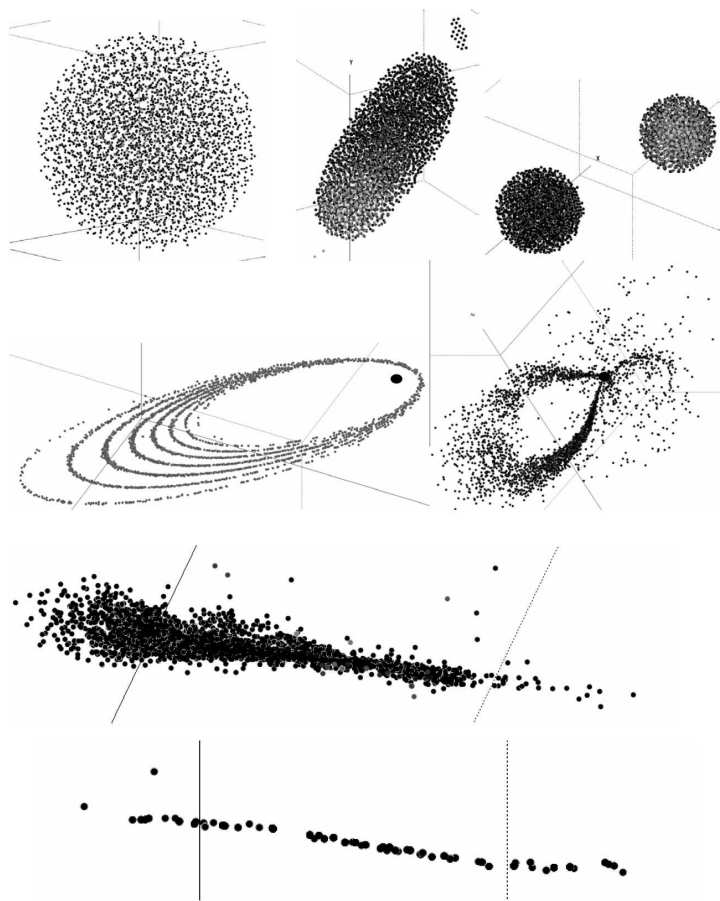


Рис. 3. Динамика структурных изменений звезды в избранных конфигурациях ДС ($1 M_{\odot} + 4.5 \cdot 10^5 M_{\odot}$), испытывающих захват гравитационным полем более массивной центральной СМЧД $4.5 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Демонстрируются различные виды разрушений звезды («кольцо» вокруг центральной СМЧД, «цепочка», «кометный хвост», «веер» и т. д.) в зависимости от начальных орбитальных параметров ДС и орбитальной фазы компонентов. Графики демонстрируют необходимость проведения модельных расчетов в постановке задачи N-тел как диагностирующей результаты выживания звезды

$$v_{eject} = \sqrt{\frac{2}{M_3} E_{eject}} \sim 2 \sqrt{v_p v_3}. \quad (2)$$

Полагая значение скорости в перицентре v_p , равное второй космической скорости $\sqrt{\frac{2GM_1}{r_p}}$, можно оценить, что, например, при динамическом захвате ДС ($4.5 \cdot 10^5 M_\odot + 4.5 M_\odot$) гравитационным полем центральной СМЧД с массой $M_1 = 4.5 \cdot 10^6 M_\odot$ на расстоянии приливного радиуса $r_p = 512 R_\odot$ максимально возможная скорость выброса, оцениваемая по формуле (2), оказывается $\sim 80\,000$ км/с.

Если увеличить массу родительской СМЧД до значения массы центральной СМЧД ($4.5 \cdot 10^6 M_\odot$), то максимально возможная скорость выброса звезды с массой $4.5 M_\odot$ увеличится до $115\,800$ км/с. С учетом эффекта туннелирования для $\beta = 1.15$ и $\beta = 1.89$ максимально возможная скорость выброса будет оцениваться как $124\,200$ и $160\,000$ км/с соответственно. К таким же пределам стремится максимальная скорость выброса звезды для варианта ДС ($4.5 \cdot 10^5 M_\odot + 4.5 M_\odot$) и центральной СМЧД с массой $4.5 \cdot 10^7 M_\odot$.

Для максимально ускоренного выброса звезды с массой $4.5 M_\odot$ необходима предельно возможная масса центральной СМЧД, которая оценивается $\sim 2.2 \cdot 10^8 M_\odot$ из условия равенства приливного радиуса для звезды, r_t^1 , и удвоенного шварцшильдовского радиуса центральной СМЧД, r_{sch}^1 . Это значит, что $r_t^1 = 1875 R_\odot$, а $r_{sch}^1 = 933 r_{sch}^1$. Оценка второй космической скорости на r_t^1 составляет $211\,550$ км/с. Полагая, что максимально возможный обмен импульсом между компонентами в ДС ($4.5 \cdot 10^5 M_\odot + 4.5 M_\odot$) возможен на приливном радиусе звезды в ДС — $r_t^3 = 238 R_\odot$, что соответствует оценке скорости по формуле (1) $v = 26\,850$ км/с, можно по формуле (2) оценить скорость выброса звезды как $v_{eject} = 2 \times \sqrt{211\,550 \times 26\,850} \sim 155\,000$ км/с.

Таким образом, в модифицированном сценарии Хиллза предельная скорость выброса звезды с массой $4.5 M_\odot$, входящей в состав ДС с родительской СМЧД массы $4.5 \cdot 10^5 M_\odot$, стремится к $c/2$.

Заключение

Выбросы ЗРС не противоречат ОТО, созданной Эйнштейном 100 лет назад. Возможно, они будут детектированы уже в ближайших миссиях, готовящихся к запуску WFIRST, Euclid, JWST. Однажды, осознав движение звезд в пространстве, человек постепенно пришел к пониманию их движения во времени, то есть эволюции, многообразие форм которой неисчерпаемо и простирается далеко за горизонты современных исследований.

Приложение

Задача движения N-тел

Задача движения N-тел решается с использованием численного алгоритма скоростной формулировки, разработанного в начале 70-х гг. XX в. для проблем молекулярной динамики [23]. В данном случае алгоритм используется для интегрирования уравнений движения $N = 4\,000$ гравитирующих элементов, из которых «состоит» звезда. Обе СМЧД рассматриваются точечными объектами.

Каждый элемент звезды представлен сферой фиксированного радиуса a . Элементам запрещено подходить на расстояние, меньшее $2a$. В начальный момент задается однородное распределение массы элементов по объему звезды. Это простая модель звезды, газовое давление в которой имитируется запретом на сближение элементов, то есть звезда может менять форму и разрушаться (рис. 3) при воздействии приливных сил, сохраняя суммарный объем фрагментов.

Уравнения движения гравитирующих N элементов, на которые разбивается звезда, записываются в ньютоновской форме. В декартовых координатах система уравнений движения N элементов имеет следующий вид:

$$M_k \cdot \frac{d^2 x_k}{dt^2} = -\frac{\partial U_{ij}}{\partial x_k}, \quad (3)$$

$$M_k \cdot \frac{d^2 y_k}{dt^2} = -\frac{\partial U_{ij}}{\partial y_k}, \quad (4)$$

$$M_k \cdot \frac{d^2 z_k}{dt^2} = -\frac{\partial U_{ij}}{\partial z_k}. \quad (5)$$

Значения k пробегает от 1 до N . Численная реализация, построенная на скоростной формулировке алгоритма Верлета и Вейса [23], представляет собой консервативную схему: полная масса и полная энергия сохраняются на каждом счетном шаге, который условно разбивается на четыре этапа:

- а) расчет пространственных координат для k -го компонента на $n + 1$ шаге:

$$x_k^{n+1} = x_k^n + v_{xk}^n \cdot h + a_{xk}^n \cdot \frac{h^2}{2}, \quad (6)$$

$$y_k^{n+1} = y_k^n + v_{yk}^n \cdot h + a_{yk}^n \cdot \frac{h^2}{2}, \quad (7)$$

$$z_k^{n+1} = z_k^n + v_{zk}^n \cdot h + a_{zk}^n \cdot \frac{h^2}{2}; \quad (8)$$

- б) расчет пространственных скоростей для k -го компонента на $n + \frac{1}{2}$ шаге:

$$v_{xk}^{n+\frac{1}{2}} = v_{xk}^n + a_{xk}^n \cdot \frac{h}{2}, \quad (9)$$

$$v_{yk}^{n+\frac{1}{2}} = v_{yk}^n + a_{yk}^n \cdot \frac{h}{2}, \quad (10)$$

$$v_{zk}^{n+\frac{1}{2}} = v_{zk}^n + a_{zk}^n \cdot \frac{h}{2}; \quad (11)$$

- в) расчет ускорений для k -го компонента на $n + 1$ шаге:

$$a_{xk}^{n+1} = \sum_{i=1, i \neq k}^N G \cdot M_i \cdot \frac{x_i^{n+1} - x_k^{n+1}}{|r_{ik}^{n+1}|^3}, \quad (12)$$

$$a_{yk}^{n+1} = \sum_{i=1, i \neq k}^N G \cdot M_i \cdot \frac{y_i^{n+1} - y_k^{n+1}}{|r_{ik}^{n+1}|^3}, \quad (13)$$

$$a_{zk}^{n+1} = \sum_{i=1, i \neq k}^N G \cdot M_i \cdot \frac{z_i^{n+1} - z_k^{n+1}}{|r_{ik}^{n+1}|^3}; \quad (14)$$

- г) расчет пространственных скоростей для k -го компонента на

$n + 1$ шаге:

$$v_{xk}^{n+1} = v_{xk}^{n+\frac{1}{2}} + a_{xk}^{n+1} \cdot \frac{h}{2}, \quad (15)$$

$$v_{yk}^{n+1} = v_{yk}^{n+\frac{1}{2}} + a_{yk}^{n+1} \cdot \frac{h}{2}, \quad (16)$$

$$v_{zk}^{n+1} = v_{zk}^{n+\frac{1}{2}} + a_{zk}^{n+1} \cdot \frac{h}{2}. \quad (17)$$

Для выбранного варианта орбиты ДС с заданным r_p моделируется один орбитальный «виток» вокруг центральной СМЧД. Шаг интегрирования уравнений движения равен $h = 30$ с, что отвечает оптимальному выбору временного интервала при прохождении области перигенна с точки зрения сохранения полной энергии с точностью $< 10^{-6}$.

Библиографические ссылки

1. Горбачук В. Г. Лекции по истории астрономии. — СПб. : Изд-во С.-Петербург. ун-та, 2002. — С. 198.
2. Blaauw A. On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the "run-away" stars), and some related problems // Bull. Astron. Inst. Neth. — 1961. — Vol. 15. — P. 265.
3. Poveda A., Ruiz J., Allen C. Run-away Stars as the Result of the Gravitational Collapse of Proto-stellar Clusters // Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya. — 1967. — Vol. 4. — P. 86—90.
4. Zwicky F. Morphological astronomy. — 1957. — P. 299.
5. Peri C. S., Araudo A. T., Benaglia P. et al. Analysis of the spectral energy distribution from a runaway star bow shock // Rev. Mex. Astron. Astrofis. — 2011. — Vol. 40. — P. 156.
6. Napiwotzki R., Silva D. V. Runaway and hypervelocity stars. The supernova connection // Mem. S. A. It. — 2012. — Vol. 83. — P. 272—276.
7. Heber U., Edelmann H., Napiwotzki R. et al. The B-type giant HD 271791 in the Galactic halo. Linking run-away stars to hyper-velocity stars // Astron. Astrophys. — 2008. — Vol. 483. — P. 21—24.
8. Brown W. R., Geller M. J., Kenyon S. J., Kurtz M. J. Discovery of an unbound Hypervelocity Star in the Milky Way halo // Astrophys. J. — 2005. — Vol. 622. — P. 33—36.

9. *Hills J. G.* Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive Galactic black hole // *Nature*. — 1988. — Vol. 331. — P. 687–689.
10. *Brown W. R., Geller M. J., Kenyon S. J.* MMT Hypervelocity Star survey. III. The complete survey // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 787. — P. 89–101.
11. *O’Leary R. M., Loeb R. A.* Production of hypervelocity stars through encounters with stellar-mass black holes in the Galactic Centre // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 383. — P. 86–92.
12. *Yu Q., Tremaine S.* Ejection of Hypervelocity Stars by the (Binary) Black Hole in the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 599. — P. 1129–1138.
13. *Miralda-Escude J., Gould A.* A Cluster of Black Holes at the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 545. — P. 847–853.
14. *Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В.* Разрушение Тесных Двойных Систем в гравитационном поле Сверхмассивной Черной Дыры и образование Сверхскоростных Звезд // *Астрон. журн.* — 2014. — Т. 91. — С. 1–11.
15. *Dryomova G. N., Dryomov V. V., Tutukov A. V.* Survival probability for a hypervelocity star in close neighborhood of a supermassive black hole // *Baltic Astronomy*. — 2015. — Vol. 24. — P. 1–8.
16. *Дремова Г. Н., Дремов В. В., Орлов В. В. и др.* Вероятность образования Сверхскоростной Звезды в Галактике // *Астрон. журн.* — 2015. — Т. 92. — С. 1–18.
17. *Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В.* Оценка вероятности захвата Двойной Системы окрестностью Сверхмассивной Черной Дыры // *Астрон. журн.* — 2016. — Т. 93. — С. 1–7.
18. *Gillisen S.* Stellar dynamics in the Galactic Center // *International workshop Modest-13, Star clusters across cosmic time, Almaty*. — 2013. — Vol. 692. — P. 23.
19. *Тутуков А. В., Федорова А. В.* Природа самых быстрых звезд // *Астрон. журн.* — 2009. — Т. 86. — С. 902–913.
20. *Guillochon J., Loeb A.* The Fastest Unbound Stars in the Universe // *Astrophys. J.* — 2015. — Т. 806. — С. 124–144.
21. *Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В.* Звезды с релятивистскими скоростями в сценарии Хиллза // *Астрон. журн.* — 2016. — В печати.

22. *Wu X., Famaey B., Gentile G. u dp.* Milky Way potentials in cold dark matter and Modified Newtonian Dynamics. Is the Large Magellanic Cloud on a bound orbit? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — T. 386. — C. 2199—2208.
23. *Verlet L., Weis J. J.* Equilibrium Theory of Simple Liquids // *Phys. Rev.* — 1972. — P. 939—952.